

T 型微通道内的幂律流体液滴破裂行为的 格子 Boltzmann 方法模拟*

黄一帆^{1,2}, 娄 钦^{1,2}

(1. 上海理工大学 能源与动力工程学院, 上海 200093;
2. 上海市动力工程多相流动与传热重点实验室, 上海 200093)

摘要: 采用格子 Boltzmann 方法(LBM)研究了 T 型微通道内幂律流体液滴运动行为及其流型相图。主要研究了液滴幂律指数 n 对液滴破裂时颈部厚度、前端运动距离等形变特性以及流型相图的影响。数值结果表明, 幂律流体液滴在 T 型微通道内存在阻塞破裂、隧道破裂以及不破裂三种流型。在阻塞破裂过程中, 液滴颈部厚度随时间逐渐减小, 且液滴幂律指数 n 越大, 液滴颈部厚度随时间减小得越慢。同时液滴前端运动距离随时间线性增加, 且随着 n 的增加, 液滴破裂时前端运动距离越长。在隧道破裂过程中, 液滴颈部厚度也随时间逐渐减小, 与阻塞破裂相似, n 越大液滴颈部厚度减小得越慢。与阻塞破裂相比, 液滴隧道破裂时对应的临界颈部厚度有所增加, 且液滴前端运动距离随时间先快速增加, 然后再缓慢增加, 隧道宽度随时间近似呈对数增长。此外, 液滴未破裂时液滴颈部厚度以及液滴前端运动距离出现波动现象。液滴的幂律指数 n 越大, 液滴越容易破裂, 但越不容易达到阻塞破裂。根据数值模拟结果得到了各流型相图之间幂函数形式临界分界线的拟合公式, 该拟合公式可以预测不同流型。

关键词: 幂律两相流体; T 型微通道; 液滴破裂; 微流控

中图分类号: O373; O357; O359⁺.1 **文献标志码:** A **DOI:** 10.21656/1000-0887.400341

引 言

近几十年来, 微流控技术由于安全性高、易于控制、高效率以及耗能少等一系列优点^[1-2], 获得了工业界与学术界的广泛关注, 并得到了迅速发展。作为微流控技术的一个重要分支, 液滴微流控技术主要研究液滴破裂^[3-4]、变形^[5-6]及融合^[7]等行为, 广泛用于化工^[8]、医学工程^[9]、细胞工程^[10]与食品科学^[11]等领域。T 型微通道作为被控制的基础单元, 因其结构简单、加工容易, 被广泛用于研究两相传热传质问题。由于液滴在 T 型微通道中破裂时会分裂成两个小液滴, 因而为制备微小液滴提供了新的途径^[12]。基于此, 充分了解 T 型微通道内液滴破裂过程的动力学行为有重要意义。

* 收稿日期: 2019-11-13; 修订日期: 2020-01-30

基金项目: 国家自然科学基金(51976128); 上海市自然科学基金(19ZR1435700)

作者简介: 黄一帆(1993—), 男, 硕士生(E-mail: avatarbluesky133@gmail.com);

娄钦(1984—), 女, 副教授, 博士, 博士生导师(通讯作者。E-mail: louqin560616@163.com)。

引用格式: 黄一帆, 娄钦. T 型微通道内的幂律流体液滴破裂行为的格子 Boltzmann 方法模拟[J]. 应用数学和力学, 2020, 41(10): 1125-1145.

王维萌等^[13]通过实验研究了毛细数为0~0.1时T型微通道中液滴破裂的流型,通过改变两相流速得到隧道破裂、不连续阻塞破裂、永久阻塞破裂以及未破裂四种流型,并根据实验数据得到了破裂流型与隧道破裂流型临界分界线满足形如 $l_0/w = \alpha Ca^{-\beta}$ 的拟合公式。Jullien等^[14]通过实验研究了毛细数范围为 $4 \times 10^{-4} \sim 2 \times 10^{-1}$ 时T型微通道内液滴的破裂动力学行为,发现了不破裂、隧道破裂以及永久阻塞破裂三种液滴流型。Haringa等^[15]通过实验研究了T型微通道内细长液滴的破裂情形,发现在毛细数较低、液滴初始长度大于三倍管径长度的破裂情形中,液滴破裂与未破裂情形的临界分界线可用 $l_0 \propto Ca_{cr}^{-1}$ 拟合。Samie等^[16]通过实验研究了子管道出口截面宽度不同时产生不同液滴大小的方法。

以上学者运用实验方法对T型微通道内液滴破裂的动力学行为进行了研究。随着计算机技术和数值方法的迅速发展,采用数值方法研究复杂系统内流动问题被广大学者所认可。王澎等^[17]运用计算流体力学(CFD)方法中的流体体积(volume of fluid, VOF)模型对T型微通道内液滴破裂过程进行了数值模拟,主要分析了破裂与不破裂两种流型,重点研究了黏度比对液滴破裂行为的影响。他们发现黏性比越大,液滴越容易破裂,并拟合得到了不同黏度比下临界毛细数与液滴初始长度 L_0 的关系。Chen等^[18]用CFD-VOF对T型微通道内液滴的破碎机理进行了三维仿真研究,模拟得到了隧道破裂、不连续阻塞破裂、连续阻塞破裂与不破裂四种流型,发现了液滴破裂与不破裂主要取决于与表面张力相关的毛细数以及液滴相对长度。该工作还采用了经典的Rayleigh-Plateau不稳定性分析^[19]描述了液滴破裂机理,提出了无量纲时间描述永久阻塞破碎过程中液滴大小随时间变化的方法,并得到了不同流型之间的临界分界线关系式。相比于CFD方法,格子Boltzmann方法(LBM)作为近几十年来迅速发展的一种介观数值算法,因其易于处理流体之间以及流体和固体壁面之间的相互作用、计算效率高等优点,被众多学者用来研究流动与传热问题。姜钦等^[20]与陆威等^[21]用LBM研究了方腔内双扩散问题;谢驰宇等^[22]用LBM研究了固壁表面液滴受热蒸发问题。Liu等^[23]基于多松弛(MRT)颜色多相流LBM模型^[24-25],研究支路为非理想润湿表面时液滴在T型微通道内的破裂行为,发现当一个分支是理想润湿表面,另一个分支是非理想润湿表面时液滴分裂为两个不对称的子液滴,且较小的子液滴在非理想润湿表面的支路中。该文中还发现,黏度比越小,接触角滞后性作用越强。Fu等^[26]基于相同的LBM多相流模型^[24-25],从理论和数值上分析了两个不同出口压差下T型微通道内液滴非对称破裂的过程,尤其对阻塞破裂过程中液滴的动力学行为进行了分析,发现液滴大小不等时其非对称破裂分为填充阶段和破碎阶段,并根据数值结果提出了一个描述液滴非对称性破裂的通用参数。Chen等^[27]基于相场LBM多相流模型研究了T型微通道内液滴破裂与不破裂的运动机理,分析了T型微通道内液滴的流场分布、液滴的形变参数变化和液滴运动相图,重点讨论了液滴隧道破裂时剪切作用和内部涡流对液滴破裂过程的影响,得到了不同毛细数、黏性比以及子管道与母管道的宽度比时的液滴流型相图,并得到了不同流型之间临界分界线的拟合公式。

以上研究工作揭示了Newton液滴在T型微通道中的运动机理,而非Newton液滴在T型微通道中的运动行为广泛存在于工业应用中,如药物输送过程中的药物通常是非Newton流体,其与通道中的管道分支构成了非Newton液滴在T型微通道内的多相流动问题。鉴于此,本文采用格子Boltzmann非Newton两相流模型研究了非Newton液滴在T型微通道中的运动过程,主要探究了T型微通道内非Newton液滴的幂律指数 n 对液滴破裂流型的形态变化以及流型相图的影响。

1 非Newton气液两相流格子Boltzmann模型

本文采用姜钦等^[28]最近提出的非Newton两相流模型,研究非Newton液滴在T型微通道

中的运动过程,该模型分别用分布函数 f_α 和 g_α 描述指标参数和速度/压力的演化过程,其形式如下:

$$\begin{cases} f_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta_t, t + \delta_t) - f_\alpha(\mathbf{x}, t) = \\ \quad - \frac{f_\alpha(\mathbf{x}, t) - f_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)}{\tau} - \frac{2\tau - 1}{2\tau} \frac{(\mathbf{e}_\alpha - \mathbf{u}) \cdot \nabla \psi(\phi)}{RT} \Gamma_\alpha(\mathbf{u}) \delta_t, \\ g_\alpha(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta_t, t + \delta_t) - g_\alpha(\mathbf{x}, t) = \\ \quad - \frac{g_\alpha(\mathbf{x}, t) - g_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)}{\tau} + \frac{2\tau - 1}{2\tau} (\mathbf{e}_\alpha - \mathbf{u}) [\Gamma_\alpha(\mathbf{u}) (\kappa \rho \nabla \nabla^2 \rho) - \\ \quad (\Gamma_\alpha(\mathbf{u}) - \Gamma_\alpha(\mathbf{0})) \nabla \psi(\rho)] \delta_t, \end{cases} \quad (1)$$

其中 $\alpha = 0, 1, 2, \dots, b-1, b$ 为离散速度方向的数量; δ_t 代表时间步长; \mathbf{x} 和 t 分别表示粒子运动的位置和时间; \mathbf{e}_α 为离散速度; τ 为松弛时间,其与运动黏度 ν 相关; ϕ, \mathbf{u} 与 ρ 分别代表指标函数、流体速度与流体密度; κ 代表决定表面张力大小的系数; $\psi(\rho) = p - \rho c_s^2$, 其中 p 为流体压强; 演化方程中 $\psi(\phi)$ 由状态方程决定. 在本文中采用 Carnahan-Starling 状态方程, 其对应的 $\psi(\phi)$ 可写为如下形式:

$$\psi(\phi) = \phi^2 RT \frac{4 - 2\phi}{(1 - \phi)^3} - a\phi^2, \quad (2)$$

其中 a 决定分子间相互吸引力强度, R 为气体常数, T 为流体温度. 在方程(1)中函数 $\Gamma_\alpha(\mathbf{u})$ 表达式为

$$\Gamma_\alpha(\mathbf{u}) = \omega_\alpha \left[1 + \frac{3\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right],$$

其中 ω_α 代表权重系数. 演化方程中 $f_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$ 和 $g_\alpha^{\text{eq}}(\mathbf{x}, t)$ 为分布函数对应的平衡态, 形式如下:

$$\begin{cases} f_\alpha^{\text{eq}} = \omega_\alpha \phi \left[1 + \frac{3\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right], \\ g_\alpha^{\text{eq}} = \omega_\alpha \left[p + \rho \left(\frac{3\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u}}{c^2} + \frac{9(\mathbf{e}_\alpha \cdot \mathbf{u})^2}{2c^4} - \frac{3u^2}{2c^2} \right) \right]. \end{cases} \quad (3)$$

宏观量指标参数 ϕ 、压力 p 以及速度 \mathbf{u} 的统计由如下方程给出:

$$\begin{cases} \phi = \sum f_\alpha, \\ p = \sum g_\alpha - \frac{1}{2} \mathbf{u} \cdot \nabla \psi(\rho) \delta_t, \\ \rho RT \mathbf{u} = \sum \mathbf{e}_\alpha g_\alpha + \frac{RT}{2} (\kappa \rho \nabla \nabla^2 \rho) \delta_t. \end{cases} \quad (4)$$

流体密度 $\rho(\phi)$ 和运动黏度 $\nu(\phi)$ 可由指标参数 ϕ 计算得到:

$$\rho(\phi) = \rho_g + \frac{\phi - \phi_l}{\phi_h - \phi_l} (\rho_l - \rho_g), \quad (5)$$

$$\nu(\phi) = \nu_g + \frac{\phi - \phi_l}{\phi_h - \phi_l} (\nu_l - \nu_g), \quad (6)$$

其中 ρ_g 代表气相流体密度, ρ_l 代表液相流体密度, ϕ_h 为指标参数最大值, ϕ_l 为指标参数最小值, 它们可根据状态方程由 Maxwell 重构得到. 演化方程中梯度和 Laplace 算子的离散方法均采用二阶中心各向同性方法 (ICS) [29]:

$$\begin{cases} \nabla\chi(\mathbf{x}) \approx \nabla_c\chi(\mathbf{x}) = \sum_{\alpha \neq 0} \frac{\omega_\alpha \mathbf{e}_\alpha \chi(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta_t)}{c_s^2 \delta_t}, \\ \nabla^2\chi(\mathbf{x}) \approx \nabla_c^2\chi(\mathbf{x}) = \sum_{\alpha \neq 0} \frac{2\omega_\alpha [\chi(\mathbf{x} + \mathbf{e}_\alpha \delta_t) - \chi(\mathbf{x})]}{c_s^2 \delta_t^2}. \end{cases} \quad (7)$$

该模型中用幂律流体模型来体现流体的非 Newton 特性,动力黏度 η 的表达式为

$$\eta = \eta_0 \gamma^{n-1} = \eta_0 (S_{\alpha\beta} S_{\alpha\beta})^{(n-1)/2}, \quad (8)$$

其中 γ 为剪切速率, η_0 为稠度系数. $S_{\alpha\beta} = \frac{1}{2} \left(\frac{\partial u_\alpha}{\partial u_\beta} + \frac{\partial u_\beta}{\partial u_\alpha} \right)$ 为应变张量, 当未考虑外力项时, $S_{\alpha\beta}$

与分布函数之间有如下关系:

$$S_{\alpha\beta} = - \frac{\sum_{\alpha=0}^8 \mathbf{e}_\alpha \mathbf{e}_\alpha g_\alpha - p \delta_{\alpha\beta} - \rho u_\alpha u_\beta}{\tau \delta_t R T \rho}. \quad (9)$$

n 为非 Newton 流体幂律指数, 当 $n < 1$ 时, 流体为剪切变稀流体, 即其动力黏度 η 随着剪切速率 γ 的增大而减小; 当 $n = 1$ 时, 流体为 Newton 流体, 其动力黏度 η 为一个定值 $\eta = \eta_0 = \rho\nu$; 当 $n > 1$ 时, 流体为剪切变稠流体, 其动力黏度 η 随着剪切速率 γ 的增大而增大. 通过 Chapman-Enskog 分析可以得到方程 (1) 对应的宏观动力学方程为

$$\begin{cases} \frac{\partial \phi}{\partial t} + \nabla \cdot (\phi \mathbf{u}) = -\lambda \nabla \cdot \left[\frac{\phi}{\rho} \nabla p(\rho) - \nabla p(\phi) \right], \\ \frac{1}{\rho R T} \frac{\partial p}{\partial t} + \nabla \cdot \mathbf{u} = 0, \\ \rho \left[\frac{\partial \mathbf{u}}{\partial t} + (\mathbf{u} \nabla) \mathbf{u} \right] = -\nabla p + \nabla \cdot \mathbf{\Pi} + \kappa \rho \nabla \nabla^2 \rho, \end{cases} \quad (10)$$

其中 $\mathbf{\Pi} = \rho\nu(\nabla \mathbf{u} + \mathbf{u} \nabla)$ 是黏性应力张量, 运动黏度系数和松弛时间 τ 之间的关系为 $\nu = (\tau - 0.5)c_s^2 \delta_t$, c_s^2 是与格子速度 ($c = dx/dt$) 相关的常数.

本文使用 D2Q9 模型来进行数值模拟研究, 权重系数 ω_α 设置为: 当 $\alpha = 0$ 时, $\omega_0 = 4/9$; 当 $\alpha = 1 \sim 4$ 时, $\omega_\alpha = 1/9$; 当 $\alpha = 5 \sim 8$ 时, $\omega_\alpha = 1/36$. 离散速度 \mathbf{e}_α 的表达式为

$$\mathbf{e}_\alpha = \begin{cases} \mathbf{0}, & \alpha = 0, \\ \{ \cos[((\alpha - 1)\pi)/2], \sin[((\alpha - 1)\pi)/2] \} c, & \alpha = 1 \sim 4, \\ \sqrt{2} \{ \cos[((\alpha - 5)\pi)/2 + \pi/4], \sin[(\alpha - 5)\pi/2 + \pi/4] \} c, & \alpha = 5 \sim 8. \end{cases} \quad (11)$$

2 模型验证

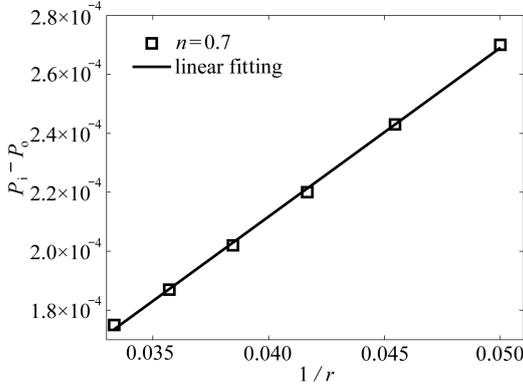
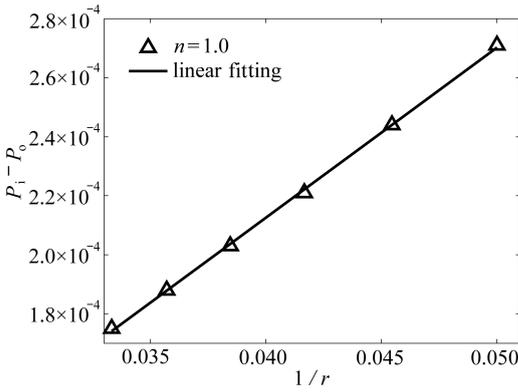
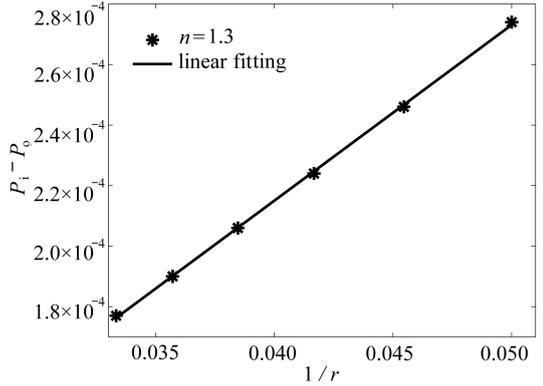
2.1 Laplace 定律验证

本小节采用 Laplace 定律验证模型的正确性. 初始时在网格数为 128×128 区域中心内放置半径 r 、密度为 $\rho_l = 0.5$ 的静止非 Newton 幂律流体圆形液滴, 其余区域充满着密度为 $\rho_g = 0.1$ 的 Newton 气体, 计算域四周的边界条件均为周期性边界条件.

根据 Laplace 定律可知, 当系统达到稳定时, 表面张力系数 σ 恒定, 且液滴内外的压力差 $P_i - P_o$ 与液滴半径的倒数 $1/r$ 呈线性关系:

$$P_i - P_o = \frac{\sigma}{r}. \quad (12)$$

为了验证 Laplace 定律,在数值模拟中分别考虑了 $r = 20, 22, 24, 26, 28$ 和 30 六种情况.为了保证数值模拟结果具有一般性,研究了液滴为剪切变稀 ($n = 0.7$)、Newton ($n = 1.0$) 与剪切变稠 ($n = 1.3$) 流体三种情形.图 1(a)、1(b)与 1(c)分别给出了在幂律指数 n 为 0.7 、 1.0 与 1.3 时得到的液滴内外压力差 $P_i - P_o$ 与半径倒数 $1/r$ 的关系.由图 1 可知,模拟结果与 Laplace 定律一致.

(a) $n = 0.7$ (b) $n = 1.0$ (c) $n = 1.3$ 图 1 液滴内外压力差 $P_i - P_o$ 和半径倒数 $1/r$ 之间的关系Fig. 1 Relationship between pressure jump across the droplet interface $P_i - P_o$ and reciprocal of the droplet radius $1/r$

2.2 润湿性固壁面静态接触角验证

润湿现象在自然界中普遍存在,例如水银滴在玻璃板上会呈现出球滴状,而水滴滴在玻璃板上将迅速铺展开.润湿性反映流体和固体之间相互作用力强度.在复杂微通道内,其是影响气-液-固或液-液-固三相动态行为的重要指标参数.在 LBM 中通过润湿性边界条件来描述壁面的润湿性.润湿性边界条件采用 Davies 等^[30]提出的方法,其壁面的润湿强度采用表面亲和性 α_s 来刻画,并把表面亲和性与指标参数 ϕ 联系起来,其关系式为

$$\alpha_s = \frac{\phi - \phi_\Sigma}{\phi_1 - \phi_\Sigma}, \quad (13)$$

其中 $\phi_\Sigma = \frac{1}{2}(\phi_h + \phi_l)$. α_s 取值范围位于 $-1 \sim 1$ 之间, $\alpha_s = -1$ 对应完全亲气表面, $\alpha_s = 1$ 对应完全亲水表面.静态接触角 θ_{eq} 与 α_s 关系式为

$$\cos(\theta_{\text{eq}}) = \frac{\sigma_{s2} - \sigma_{s1}}{\sigma_{12}} = \frac{\alpha_s}{2}(3 - \alpha_s^2), \quad (14)$$

其中 σ_{12} 为气-液表面张力, σ_{s1} 与 σ_{s2} 分别代表固-液表面张力与固-气表面张力。

本小节对非 Newton 剪切变稀静态液滴的静态接触角进行验证. 数值模拟中网格数为 128×65 , 在计算区域下边界中心处放置半径 $r = 20$, 密度 $\rho_1 = 0.5$ 以及幂律指数 $n = 0.7$ 的非 Newton 半圆液滴, 液滴周围充满了 $\rho_g = 0.1$ 的 Newton 气体, 初始气液两相的运动黏度均为 $\nu_g = \nu_1 = 1/6$. 计算域的边界条件设置为: 上下壁面是无滑移边界条件, 左右是周期边界条件。

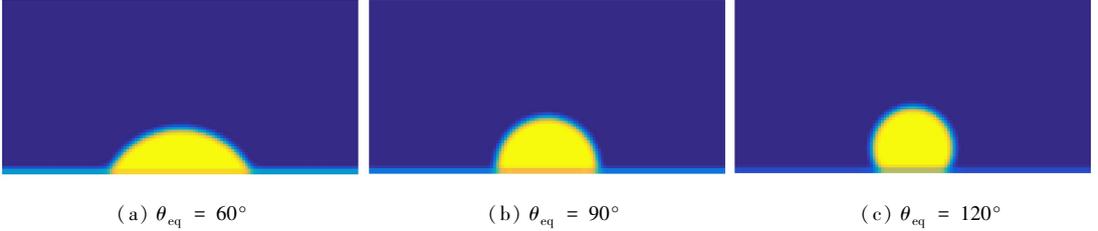


图 2 不同初始静态接触角 θ_{eq} 时得到的稳态接触角 θ

Fig. 2 Variant values of steady state contact angle θ obtained with different values of static contact angle θ_{eq}

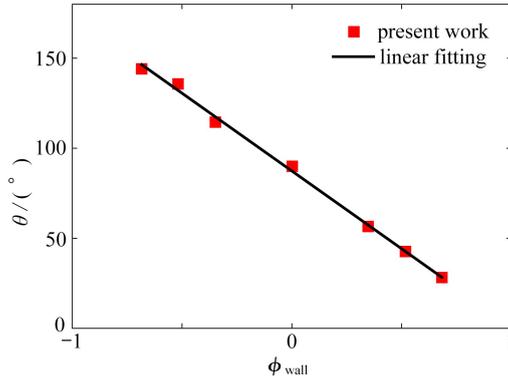


图 3 稳态接触角 θ 与指标参数 ϕ_{wall} 的线性关系

Fig. 3 The linear relationship between steady state contact angle θ and solid wall order parameter ϕ_{wall}

图 2 展示了当数值模拟达到稳定时, 壁面静态接触角 θ_{eq} 分别为 60° , 90° 与 120° 时, 模拟所得到的稳态接触角 θ , 其数值分别为 57.6° , 87.3° 与 117.7° . 模拟结果和理论值之间的相对误差分别为 4.0% , 3.0% 与 1.9% . 图 3 展示了数值模拟得到的壁面稳态接触角 θ 与固壁面上的指标参数 ϕ_{wall} 的关系, 结果与式 (13) 和 (14) 吻合较好。

3 T 型微通道内幂律流体液滴破裂的计算模拟与结果

本节将研究 T 型微通道内非 Newton 液滴破裂的形变机理. 物理问题如图 4 所示, 主管道的宽度为 W_0 , 长度为 L_0 , 子管道的宽度为 W_1 , 长度为 L_1 , 液滴的初始长度为 l_0 , 液滴初始放置时, 液滴右端离于管道的距离为 l_1 . 主管道驱替相为 Newton 气体, 密度 $\rho_g = 0.1$, 运动黏度 $\nu_g = 1/6$, 非 Newton 液滴的密度为 $\rho_1 = 0.5$.

此问题中, T 型微通道进口、出口以及固壁面边界均采用 half-way 格式^[31-34]. 不失一般性, 以进口为例, 未知分布函数 (1, 5, 8 三个方向) 可由下式得到:

$$\begin{cases} f_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_f, t + \delta_t) = -f_{\alpha}^{\wedge}(\mathbf{x}_f, t) + 2\omega_{\alpha}\phi_f \left[1 + \frac{9(\mathbf{e}_{\alpha} \cdot \mathbf{u}_b)^2}{2c^4} - \frac{\mathbf{u}_b \cdot \mathbf{u}_b}{2c^2} \right], \\ g_{\bar{\alpha}}(\mathbf{x}_f, t + \delta_t) = g_{\alpha}^{\wedge}(\mathbf{x}_f, t) - 2\omega_{\alpha}\rho_f \mathbf{e}_{\alpha} \mathbf{u}_b, \end{cases} \quad (15)$$

其中 $\bar{\alpha} = 1, 5, 8$, $\mathbf{e}_{\alpha} = -\mathbf{e}_{\bar{\alpha}}$, \mathbf{x}_f 是最靠近边界点 \mathbf{x}_b 的流体点, $\phi_f = \phi(\mathbf{x}_f, t)$, $\rho_f = \rho(\mathbf{x}_f, t)$, $\mathbf{u}_b = \mathbf{u}(\mathbf{x}_b)$ 为主管道进出口速度, f_{α}^{\wedge} 和 g_{α}^{\wedge} 为碰撞后的分布函数, 其表达式为

$$\begin{cases} f_{\alpha}^{\wedge}(\mathbf{x}_f, t) = \\ \left(\frac{\tau - 1}{\tau} \right) f_{\alpha}(\mathbf{x}_f, t) + \frac{f_{\alpha}^{\text{eq}}(\mathbf{x}_f, t)}{\tau} - \frac{(2\tau - 1)(\mathbf{e}_{\alpha} - \mathbf{u}_f) \nabla \psi(\phi)}{2\tau RT} \Gamma_{\alpha}(\mathbf{u}_f) \delta_t, \\ g_{\alpha}^{\wedge}(\mathbf{x}_f, t) = \\ \left(\frac{\tau - 1}{\tau} \right) g_{\alpha}(\mathbf{x}_f, t) + \frac{g_{\alpha}^{\text{eq}}(\mathbf{x}_f, t)}{\tau} + \frac{2\tau - 1}{2\tau} (\mathbf{e}_{\alpha} - \mathbf{u}_f) [\Gamma_{\alpha}(\mathbf{u}_f) (\kappa\rho \nabla \nabla^2 \rho) - \\ (\Gamma_{\alpha}(\mathbf{u}_f) - \Gamma_{\alpha}(0)) \nabla \psi(\rho)] \delta_t, \end{cases} \quad (16)$$

式中 $\mathbf{u}_f = \mathbf{u}(\mathbf{x}_f)$.

决定该问题运动特性的无量纲数主要为毛细数 Ca , 其定义式为 $Ca = u\eta_g/\sigma$, 表征黏性力与表面张力的比值, 式中 σ 为气液两相表面张力系数, u 是主管道的驱替速度, $\eta_g = \rho_g v_g$ 为驱替相动力黏度. 为深入了解液滴在 T 型微通道内的破裂机理, 下文将引用三个无量纲参数描述 T 型微通道内液滴的动力学行为及其液滴形状变化过程. 分别为无量纲颈部厚度 δ^* 、无量纲液滴前端运动距离 l^* 与无量纲隧道宽度 d^* , 其表达式分别为 $\delta^* = \delta/W_0$, $l^* = (l - l_0)/(2W_0)$ 与 $d^* = d/W_0$. 其中 δ, l 以及 d 分别为液滴颈部厚度、液滴的长度以及液滴与壁面的隧道宽度, 其示意图如图 5 所示.

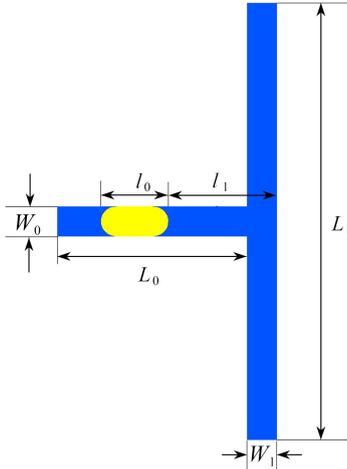


图 4 T 型微通道初始液滴模型

Fig. 4 The model for the initial droplet in a T-junction

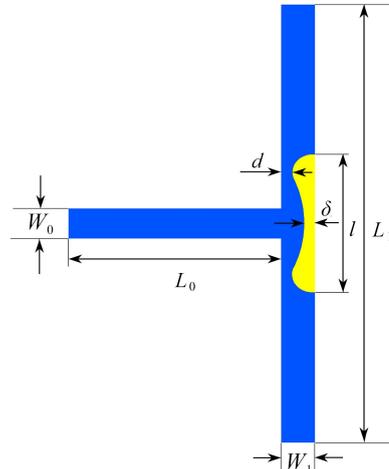


图 5 液滴颈部厚度 δ 、液滴长度 l 以及液滴与壁面的隧道宽度 d 示意图

Fig. 5 Schematic of droplet neck thickness δ , droplet length l and droplet-wall gap width d

为保证计算结果的可靠性, 首先对网格无关性进行了验证. 在数值模拟中, $Ca = 0.0564$, $\nu_1 = 1/6$, 固壁面表面润湿性 $\theta = 180^\circ$, $\sigma = 0.0056$, $W_0 = W_1 = 30 \mu\text{m}$, $L_0 = 190 \mu\text{m}$, $L_1 = 440 \mu\text{m}$, $l_1 = 52 \mu\text{m}$, 液滴初始长度为 $l_0 = 2.0W_0$. 分别选取了 110×220 , 220×440 以及 440×880 三种网格大小, 图 6 给出了不同网格大小时液滴无量纲颈部厚度 δ^* 随无量纲时间 t 的变化. 由图 6 可

知,当网格大小为 220×440 时,其与网格大小为 110×220 以及 440×880 得到的液滴无量纲颈部厚度 δ^* 的最大误差不超过 5%。因此从计算精度以及效率考虑,下文中均选取网格大小为 220×440 。

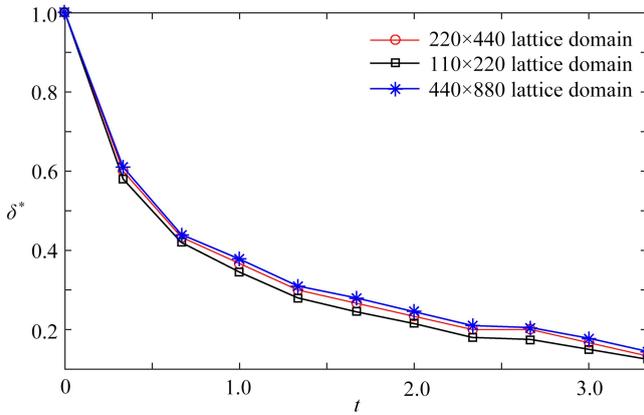


图 6 不同网格大小时无量纲液滴颈部厚度 δ^* 随无量纲时间的演化情况

Fig. 6 Evolution of dimensionless characteristic parameters δ^* with dimensionless time for different lattice domains

3.1 幂律流体液滴不同流型的形变特性

如同文献[14,27],本文中主要观察到了三种流型:不破裂流型、隧道破裂流型以及阻塞破裂流型,其示意图如图 7 所示。图 7(a)为不破裂流型,此时黏性剪切力不能克服表面张力的束缚,因此液滴不破裂。图 7(b)与图 7(c)为隧道破裂流型与阻塞破裂流型,此时黏性剪切力能挣脱表面张力的束缚,从而使液滴分裂成两个小液滴,两者的区别是隧道流型中,液滴与壁面之间有通道出现,需要指出的是由于气液两相 LBM 是扩散界面模型,得到的气液界面通常有 3~5 个网格厚度,因此当液滴破裂时其界面位置距离分支通道壁面小于等于 0.5 个界面厚度时,即为阻塞破裂。

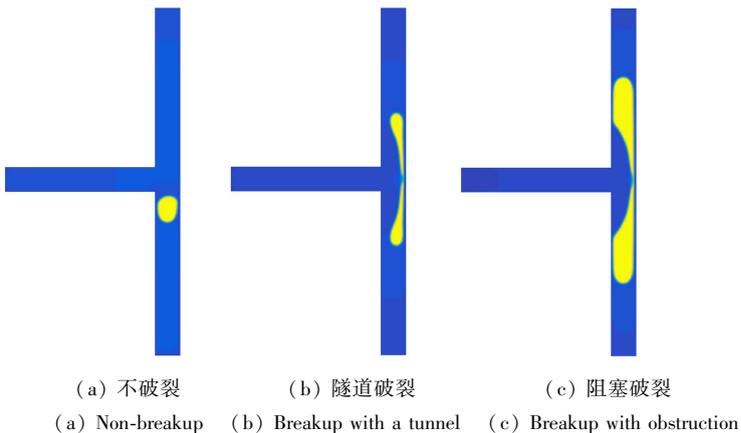


图 7 T 型微通道内幂律流体液滴的三种流型

Fig. 7 Three types of power-law fluid droplet behaviours in T-junctions

如图 8 所示,为幂律流体 ($n = 1.4$) 液滴在 T 型微通道内完整破裂形变过程图,其中 $Ca = 0.0282$, 液滴初始长度 $l_0 = 4.0W_0 = 120$, $l_1 = 52$, $W_0 = W_1 = 30$, $L_0 = 190$, $L_1 = 440$, 液滴初始运动黏度为 $\nu_1 = 1/6$, 初始黏度比 $M = 5.0$ (被驱替液滴动力黏度 η_1 与驱替气相动力黏度 η_g 的比值), 固壁表面为完全润湿性表面 ($\theta = 180^\circ$), $\sigma = 0.0056$ 。液滴的破裂过程可分为三个过程:

entering 阶段(图 8(a)~8(d))、squeezing 阶段(图 8(e)~8(g))与 post-breakup 阶段(图 8(h)).在 entering 阶段,液滴在进口 Newton 流体的驱动下从主支路通道的初始位置对称进入两个分支通道中,液滴前端为弹状,液滴尾部仍然在主支路通道中;在 squeezing 阶段,液滴尾部离开主支路进入两个分支通道中,同时伴随着驱替 Newton 气体向右的挤压,液滴的颈部慢慢变薄,使得流动剪切力大于气液两相表面张力,液滴挣脱表面张力的束缚而发生破裂;在 post-breakup 阶段,液滴分裂成两个对称的子液滴.

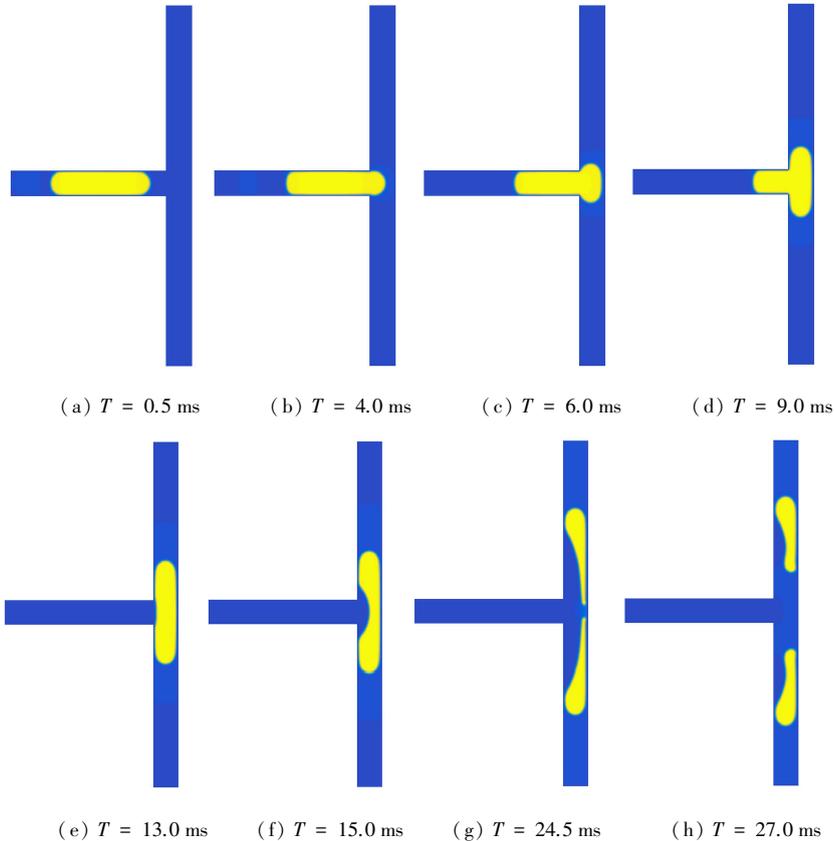


图 8 T 型微通道内液滴破裂形态过程图 ($n = 1.4$)

Fig. 8 Evolution of the droplet breakup form ($n = 1.4$)

3.1.1 不同流型的液滴形变动力学行为

本小节将研究非 Newton 幂律流体液滴的幂律指数 n 对液滴破裂流型的影响.

① 阻塞破裂流型

首先研究 n 对阻塞破裂流型的影响,数值模拟中 $W_0 = W_1 = 30, L_0 = 190, L_1 = 440, l_1 = 52, Ca = 0.0564$, 液滴初始运动黏度为 $\nu_1 = 1/6$, 初始黏度比 $M = 5.0$, 固壁表面为完全润湿性表面 ($\theta = 180^\circ$), $\sigma = 0.0056$, 液滴初始长度为 $l_0 = 5.5W_0 = 165$.

图 9 给出了液滴为剪切变稀 ($n = 0.6$, 图 9(a)~9(d))、Newton ($n = 1.0$, 图 9(e)~9(h))与剪切变稠 ($n = 1.4$, 图 9(i)~9(l)) 流体时阻塞破裂流型图.从图 9 中可以看出,液滴的幂律指数 n 不同时,液滴的阻塞破裂行为的过程基本一致,其主要经历以下三个过程:entering 阶段(图 9(a)、9(e)、9(i)),squeezing 阶段(图 9(b)和 9(c)、9(f)和 9(g)、9(j)和 9(k))与 post-breakup 阶段(图 9(d)、9(h)、9(l)).以液滴为剪切变稀流体为例来分析其形变破裂过程.在 entering 阶段(图 9(a)),液滴在 Newton 流体的驱动下从主支路通道对称进入两个分支通道

中,液滴前端为弹状,且堵塞分支通道,液滴的尾部仍然在主支路通道中;在 squeezing 阶段(图 9(b)、9(c)),液滴尾部平整地离开主支路进入到分支通道中,同时伴随着驱替 Newton 气体向右的挤压,液滴的颈部慢慢变薄,使得流动剪切力大于气液两相表面张力,液滴挣脱表面张力的束缚而发生破裂;在 post-breakup 阶段(图 9(d)),分裂成两个对称的且阻塞分支通道的液滴。

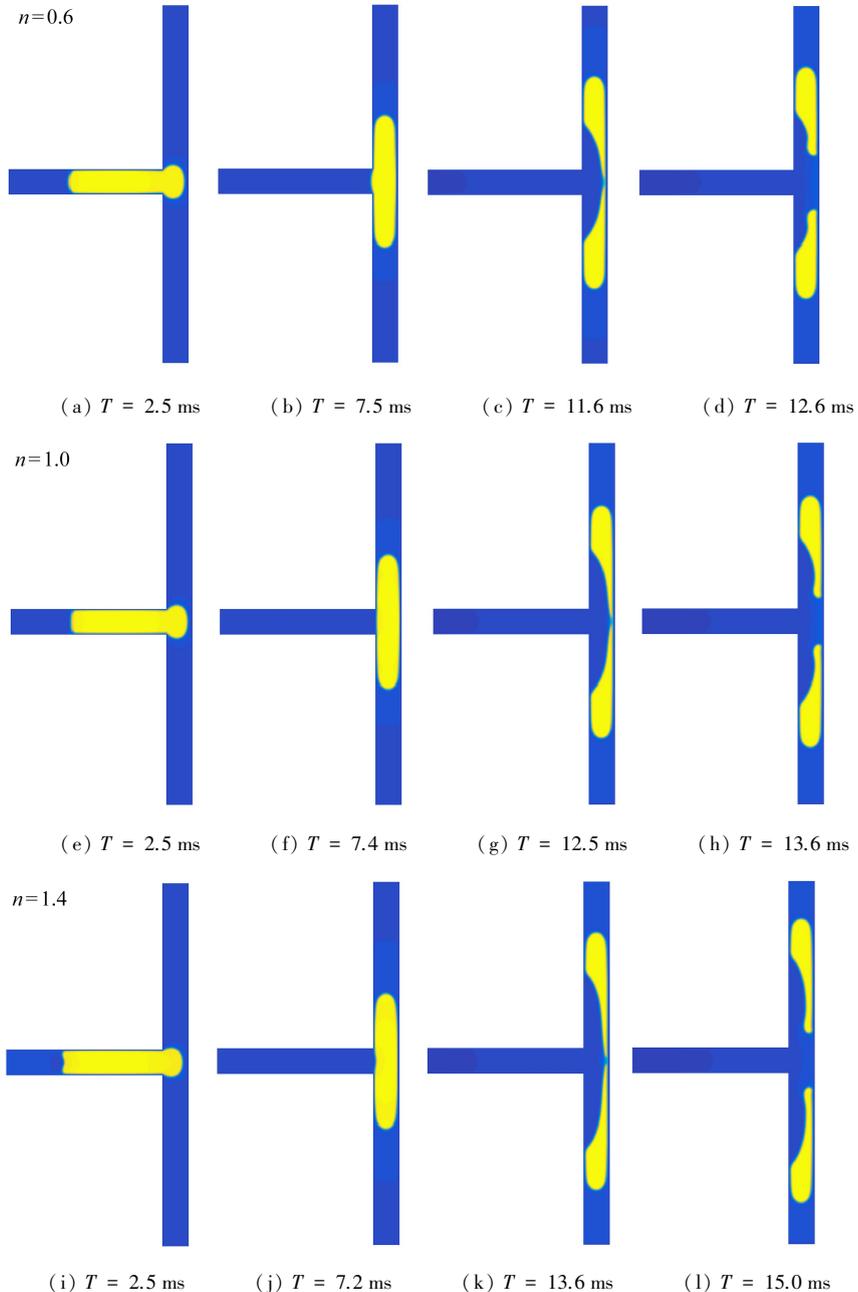


图 9 液滴为剪切变稀、Newton 以及剪切变稠流体时,T 型微通道内阻塞破裂时的形态演化图

Fig. 9 Evolution of the droplet breakup form with obstruction for shear-thinning, Newtonian and shear-thickening fluids

为深入分析液滴在 T 型微通道内阻塞破裂流型的流动机理,图 10 给出了无量纲液滴颈部厚度 δ^* 与液滴前端运动距离 l^* 随无量纲时间 t 的变化过程.无量纲时间 t 的表达式为 $t = u(T$

$-T_c)/W_1$, 其中 T_c 为液滴全部离开主管道进入到子管道的时刻, 下文中定义为临界时刻. 根据 T_c 的定义可知图 9(b)、9(f) 与 9(j) 分别为液滴的幂律指数 n 为 0.6, 1.0 与 1.4 时所对应的临界时刻图. 另外需要指出的是, 在图 10(a) 中液滴颈部厚度的最小值为 0.1, 这是因为当液滴颈部厚度减小到 0.1 时, 液滴就会发生破裂, 该结论与前人研究 T 型微通道内 Newton 液滴破裂机理时得到的结论一致^[18,27].

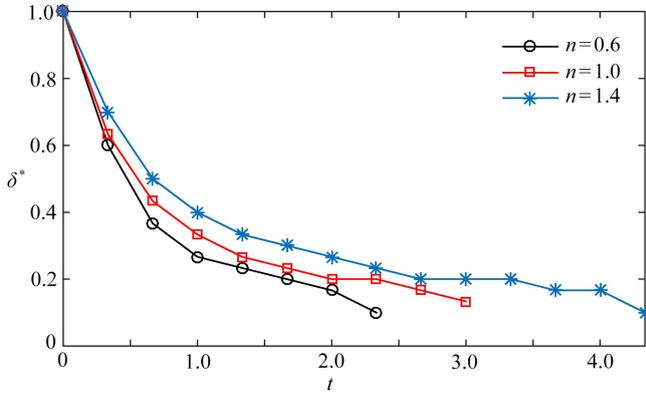
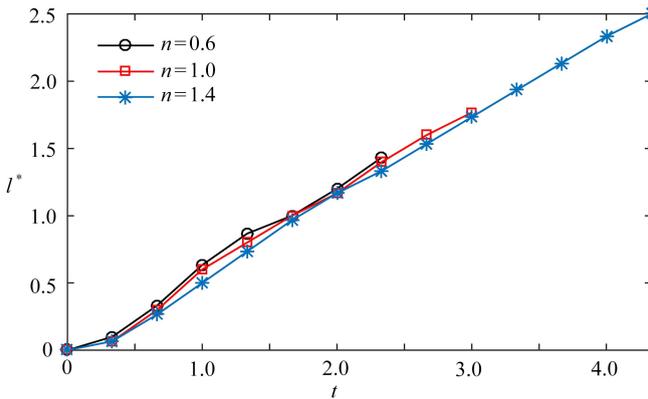
(a) 液滴颈部厚度 δ^* (a) Droplet neck thickness δ^* (b) 液滴前端运动距离 l^* (b) Droplet motion distance tip l^*

图 10 阻塞破裂过程中幂律指数 n 不同时, 得到的各参数在 squeezing 阶段随无量纲时间的变化情况

Fig. 10 The droplet breakup with obstruction for different values of power-law exponent n , and obtained dimensionless time-varying parameters in the squeezing stage

从图 10(a) 可以发现, 液滴颈部厚度随时间逐渐减小, 且液滴的幂律指数 n 越大, 液滴颈部厚度随时间减小得越慢. 液滴的幂律指数 n 为 0.6, 1.0 与 1.4 时, 液滴颈部厚度降低到 0.1 的时间分别为 2.45, 3.0 与 4.1, 表明随着液滴的幂律指数 n 的增加, 液滴的破裂时间增加. 这是因为剪切变稠液滴在被驱替过程中, 运动黏度会变大, 剪切变稀流体的运动黏度会变小, 而 Newton 流体的运动黏度一直保持不变^[35-37]. 液滴的动力黏度越大, 被驱替过程中, 受到的黏性阻力越大, 因此随着液滴幂律指数 n 的增加液滴破裂时间变长. Liu 等^[23] 在研究 Newton 液滴在 T 型微通道内破裂的问题时也得到了相似的结论. 从图 10(b) 可以发现, 对于不同的幂律指数 n , 液滴前端运动距离 l^* 随时间线性增加, 且 n 越大, 液滴破裂时对应的前端运动距离 l^* 越长. 这是由于液滴在被驱替过程中同时受到连续相的挤压力、黏性力以及表面张力三个力的相互作用

用,幂律指数 n 越大对应液滴的运动黏度越大,则挤压力和黏性力会超过表面张力成为流体系统中起主导作用的力,导致其变得很细长。

② 隧道破裂流型

本小节将研究液滴幂律指数 n 对隧道破裂流型的影响,其中液滴初始长度为 $l_0 = 1.75W_0 = 52.5$, $l_1 = 52$, $W_0 = W_1 = 30$, $L_0 = 190$, $L_1 = 440$, 其他参数与上一小节相同。

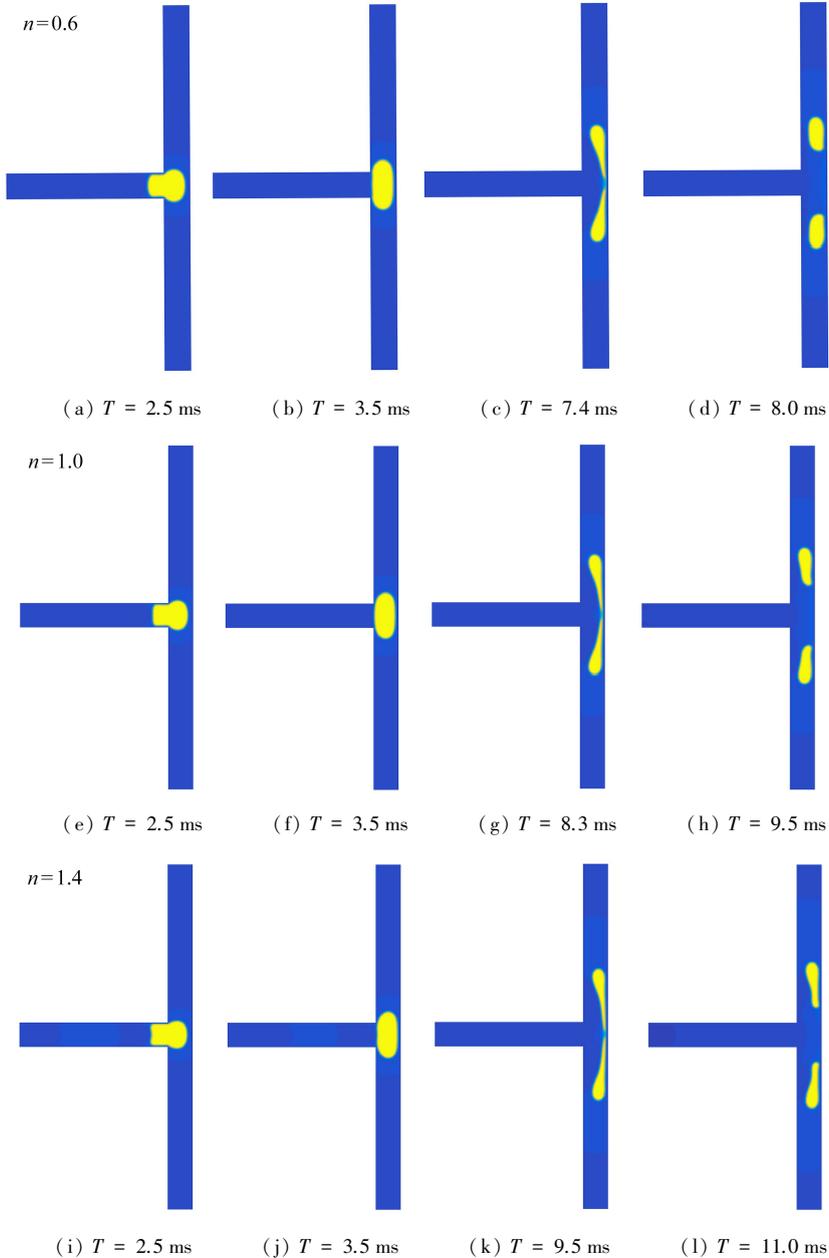


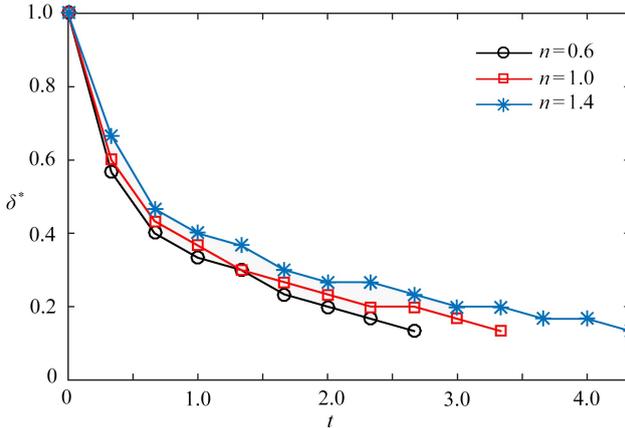
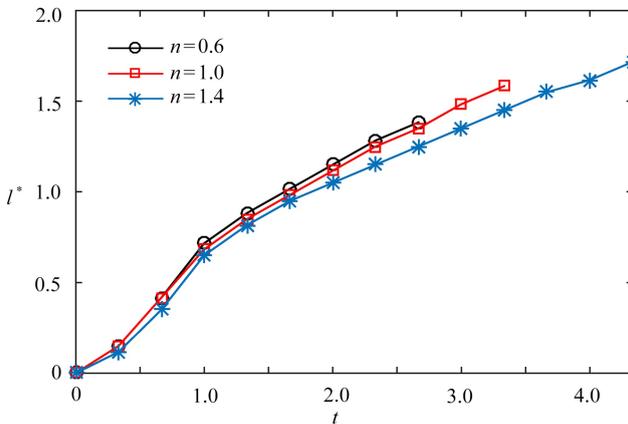
图 11 液滴为剪切变稀、Newton 以及剪切变稠流体时, T 型微通道内隧道破裂的流型形态图

Fig. 11 Evolution of the droplet breakup form with a tunnel for shear-thinning, Newtonian and shear-thickening fluids

图 11 给出液滴为剪切变稀 ($n = 0.6$, 图 11(a) ~ 11(d))、Newton ($n = 1.0$, 图 11(e) ~ 11(h)) 与剪切变稠 ($n = 1.4$, 图 11(i) ~ 11(l)) 流体时液滴在 T 型微通道内的形变过程图。从图中可以看出隧道破裂主要经历以下几个过程: entering 阶段(图 11(a)、11(e)、11(i))、squee-

zing 阶段(图 11(b)和 11(c)、11(f)和 11(g)、11(j)和 11(k))与 post-breakup 阶段(图 11(d)、11(h)、11(l)).对比隧道破裂和阻塞破裂可以发现(图 9(c)和图 11(c)、图 9(g)和图 11(g)以及图 9(k)和图 11(k)),这两者的主要区别是在隧道破裂流型中,液滴与壁面之间出现两条明显的隧道。

为分析液滴在 T 型微通道内隧道破裂流型的破裂机理,图 12 展示了无量纲液滴颈部厚度 δ^* 、液滴前端运动距离 l^* 与隧道宽度 d^* 在 squeezing 阶段随无量纲时间 t 的变化过程.图 11(b)、11(f)以及 11(j)分别是 n 为 0.6,1.0 以及 1.4 时所对应的临界时刻图,从初始时刻达到临界时刻所需的时间 T 分别为 3.5 ms,3.5 ms 与 3.5 ms.对比液滴为阻塞破裂流型(图 9(b)、9(f)以及 9(j)) n 为 0.6,1.0 以及 1.4 时,从初始时刻达到临界时刻所需的时间 T 分别为 7.5 ms,7.4 ms 以及 7.2 ms,由此可知,液滴为阻塞破裂流型时从初始时刻到达临界时刻所需的时间比液滴为隧道破裂流型时从初始时刻到达临界时刻所需的时间要多.从图 12(a)可知,在隧道破裂过程中液滴的颈部厚度随时间逐渐减小,且与阻塞破裂一样, n 越大,液滴颈部厚度减小得越慢,因此液滴到达最小颈部厚度的时间随 n 的增加而增加.具体地说,当隧道破裂发生且 n 为 0.6,1.0 以及 1.4 时,达到临界颈部厚度所需的无量纲时间分别为 2.67,3.45 以及 4.15,此时对应的液滴颈部厚度为 0.15.

(a) 液滴颈部厚度 δ^* (a) Droplet neck thickness δ^* (b) 液滴前端运动距离 l^* (b) Droplet motion distance tip l^*

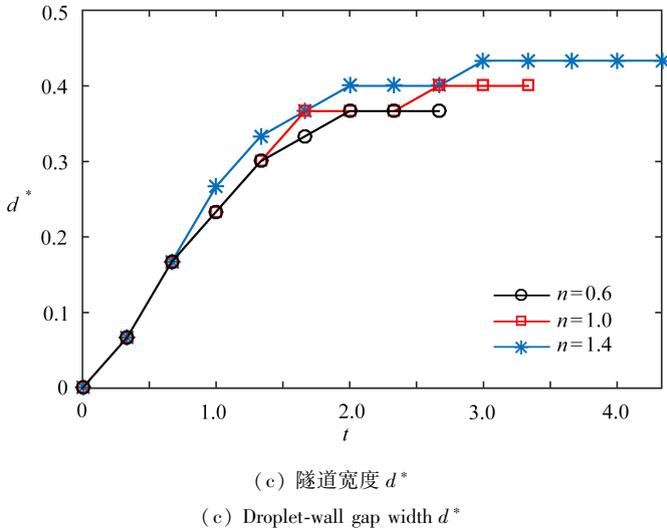


图 12 隧道破裂过程中幂律指数 n 不同时,得到的各参数在 squeezing 阶段随无量纲时间的变化情况

Fig. 12 Droplet breakup with a tunnel for different values of power-law exponent n , and obtained dimensionless time-varying parameters in the squeezing stage

观察图 12(b) 可以发现,隧道破裂过程中液滴前端运动距离 l^* 与阻塞破裂也有较大不同。在隧道破裂过程中,液滴前端运动距离 l^* 不再随时间线性增加,而是在演化初期先随时间快速增加,在中途出现一个转折点后,再随时间缓慢增加。该现象说明隧道的出现减慢了液滴的拉伸速率,这一结论与学者在研究 Newton 流体液滴破裂机理中得到的结论相似^[18,27]。从图 12(b) 还可以发现,在隧道破裂时,伴随着液滴幂律指数 n 的增加,液滴破裂时对应的前端运动距离 l^* 也相应地越长。图 12(c) 给出了隧道宽度随无量纲时间的变化关系,从图中可以看出,不同幂律指数 n 时隧道宽度随时间近似呈对数增长,且由于幂律指数 n 的增加,液滴在被拉伸的过程中也变得越细长,因此幂律指数 n 越大得到的隧道间距也越大。

③ 不破裂流型

本小节将研究幂律指数 n 对液滴不破裂流型的影响,在数值模拟中液滴初始长度 $l_0 = 30$, $l_1 = 52$, $W_0 = W_1 = 30$, $L_0 = 190$, $L_1 = 440$ 。其他参数与上一小节一致。

图 13 给出了液滴为剪切变稀 ($n = 0.6$, 图 13(a) ~ 13(d))、Newton ($n = 1.0$, 图 13(e) ~ 13(h)) 以及剪切变稠 ($n = 1.4$, 图 13(i) ~ 13(l)) 流体时在 T 型微通道内的形变过程图。从图中可以看出,对于不同幂律指数 n 下的微液滴,在 Newton 气体的挤压下,将在分叉处向子管道的两侧延展,但流体的黏性剪切力不足以使微液滴挣脱表面张力的束缚而断裂,此时增加微小的扰动使上管道的速度减少而下管道的速度增加,最后在持续的微小扰动下(图 13(c)、13(g)、13(k))液滴流向下侧(图 13(d)、13(h)、13(l))^[13,17,18,27]。如果不加微小扰动使液滴往一侧流动(图 13(c)、13(g)、13(k)),液滴会一直停留在分叉处,然后在 Newton 气体连续不断的冲刷下,液滴体积会越变越小,最后直至消失。

为深入分析液滴在 T 型微通道内液滴未破裂流型的运动机理,图 14 定量分析了无量纲液滴颈部厚度 δ^* 以及液滴前端运动距离 l^* 随无量纲时间 t 的变化过程。从图中可以看出,在 $t = 3.375$ 时,无量纲颈部厚度 δ^* (图 14(a)) 会有一个向上的波动,这是因为在 $t = 3.0$ 时上支路受到微小的扰动,导致液滴会向下运动的缘故,相应的上支路的液滴运动距离 l^* (图 14(b)) 在 $t = 3.0$ 时逐渐减少,直至减为 0,相应的下支路的液滴前端运动距离 l^* 在 $t = 3.0$ 时逐渐增加,且 $n = 1.4$ 时,液滴前端运动距离 l^* 最长。Chen 等^[27] 研究 Newton 液滴也观察到了相似的现象。

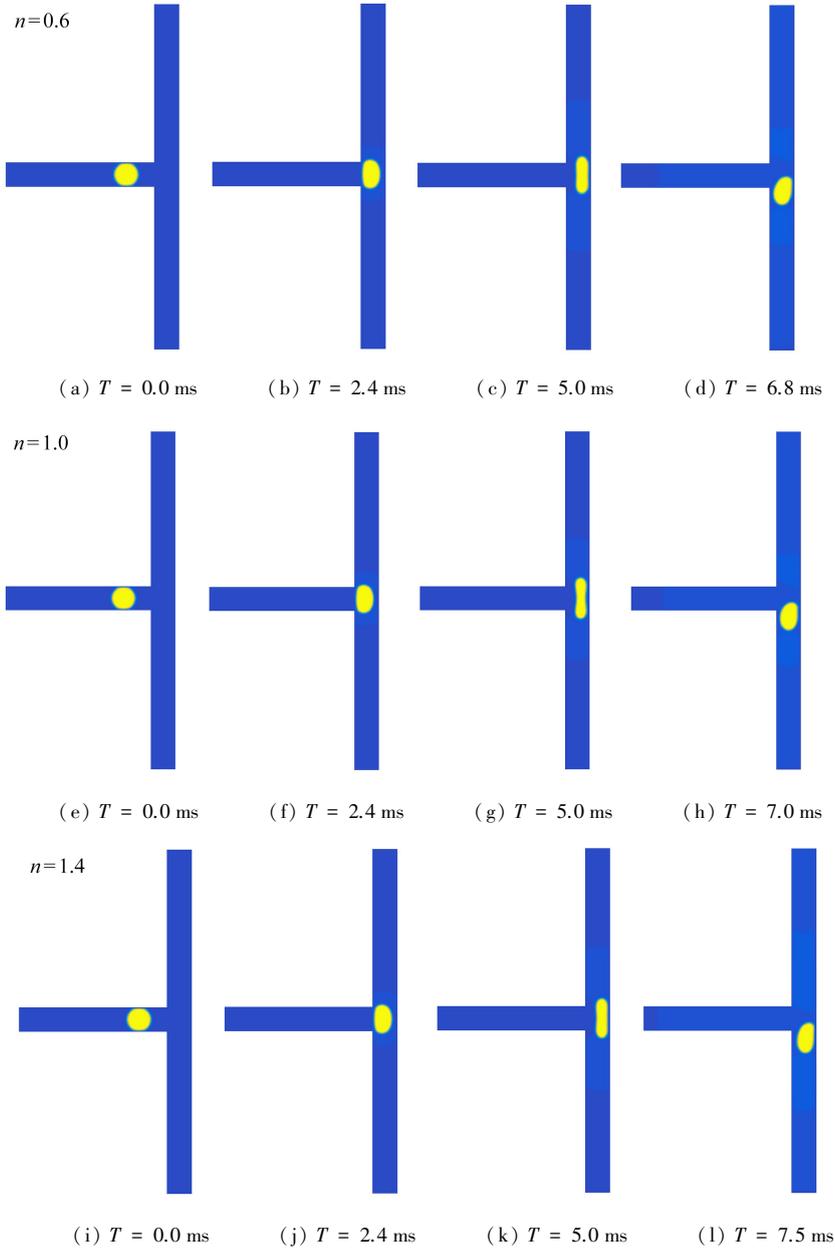
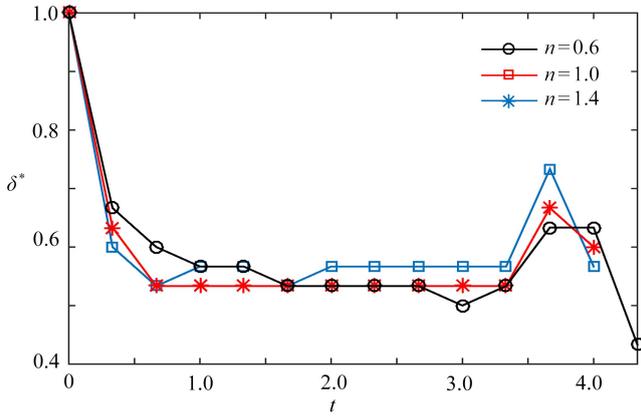


图 13 液滴为剪切变稀、Newton 与剪切变稠流体时, T 型微通道内未破裂流型形态演化图

Fig. 13 Evolution of the droplet non-breakup form for shear-thinning, Newtonian and shear-thickening fluids

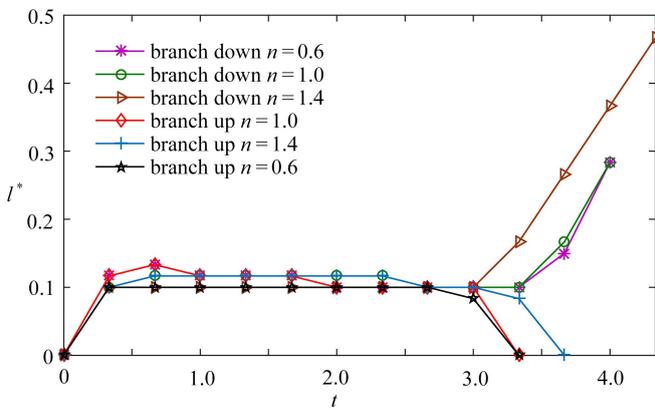
3.2 T 型微通道内幂律流体液滴的流型形态相图

从前文分析可以看出,在 T 型微通道中,液滴能否破裂取决于表面张力以及黏性力的相对大小,换句话说,对于一个特定的初始液滴长度 l_0 以及给定的管道宽度 W_0 , 存在一个临界毛细数 Ca_{cr} , 当毛细数 Ca 大于临界毛细数 Ca_{cr} 时, T 型微通道内液滴发生破裂, 否则液滴不破裂. 本小节中将系统地分析液滴为不同幂律指数 n 时三种流型之间的临界分界线, 并根据数值结果, 拟合得到临界毛细数 Ca_{cr} 与液滴初始长度 l_0 的关系. 在数值模拟中, $\nu_1 = 1.0/6, l_1 = 52, \eta_0 = \eta_1 = 1.0/12, W_0 = W_1 = 30, L_0 = 190, L_1 = 440, \sigma = 0.0056$, 固体表面是完全润湿性表面 ($\theta = 180^\circ$).



(a) 液滴颈部厚度 δ^*

(a) Droplet neck thickness δ^*

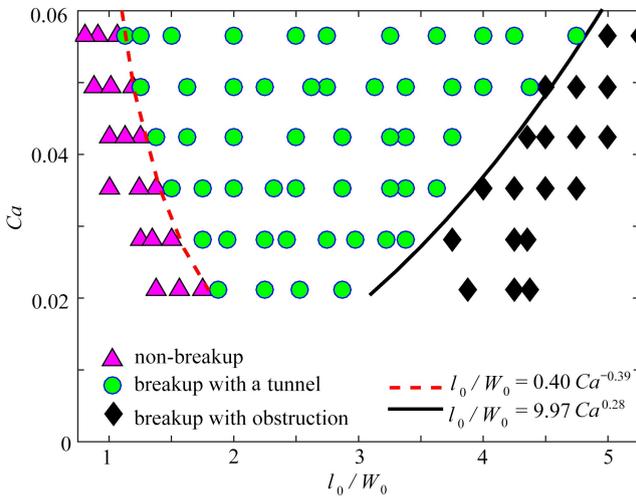


(b) 液滴前端运动距离 l^*

(b) Droplet motion distance tip l^*

图 14 液滴未破裂过程中幂律指数 n 不同时,得到的各参数在 squeezing 阶段随无量纲时间的变化情况

Fig. 14 Droplet non-breakup for different values of power-law exponent n , and obtained dimensionless time-varying parameters in the squeezing stage



(a) $n = 0.6$

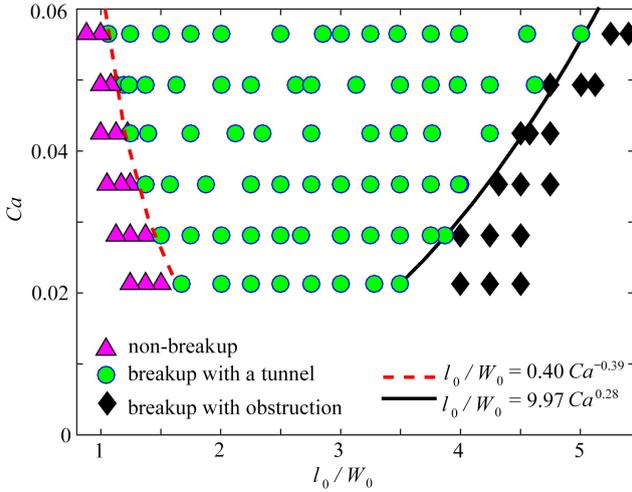
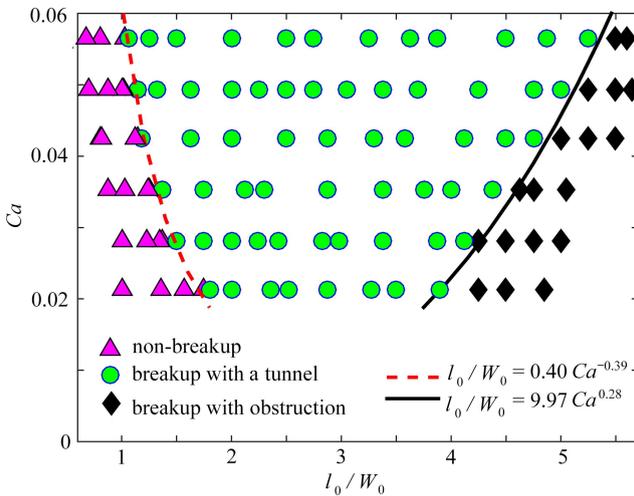
(b) $n = 1.0$ (c) $n = 1.4$

图 15 液滴为剪切变稀、Newton 与剪切变稠流体时得到的流型相图

Fig. 15 Phase diagrams of droplet behaviours in the T-junctions for shear-thinning, Newtonian and shear-thickening fluids

图 15 分别给出了非 Newton 液滴为剪切变稀 ($n = 0.6$)、Newton ($n = 1.0$) 与剪切变稠 ($n = 1.4$) 流体时得到的相图以及三种流型过渡时对应的拟合曲线. 从图中可以看出, 对不同的 n 从不破裂到隧道破裂, 以及从隧道破裂到阻塞破裂流型之间的分界线对应的毛细数 Ca 和 l_0/W_0 之间都满足形如 $l_0/W_0 = aCa^b$ 的关系, 且随着非 Newton 液滴幂律指数 n 的增加, 未破裂流型与隧道破裂流型的临界线将左移, 而隧道破裂流型与阻塞破裂流型之间的临界分界线将右移. 这是因为随着驱替的进行, 液滴的黏性会发生变化. 当液滴为剪切变稠流体时, 其在驱替过程中动力黏度会大于初始动力黏度, 当液滴为剪切变稀流体, 其在驱替过程中动力黏度会小于初始动力黏度; 而当液滴为 Newton 流体时, 其动力黏度会保持不变. 液滴的黏性越大, 在同一 Ca 对应的剪切力作用下, 其两相界面越容易变形, 液滴会被拉伸得更长, 越容易破裂. 同时, 液滴拉伸得越长也越不容易阻塞子管道, 即难以达到阻塞破裂流型. 因此幂律流体液滴的幂律指数 n

越大,液滴越容易破裂,但却不容易阻塞管道。

4 结 论

本文基于格子 Boltzmann 气液两相流非 Newton 模型,研究了二维 T 型微通道内幂律流体液滴的破裂机理.主要分析了幂律指数 n 对幂律流体液滴在 T 型微通道内的形变特性,并得到了不同流型相图的临界分界线.文中的主要结论如下:

1) 幂律流体液滴在 T 型微通道内有三种液滴流型,分别为阻塞破裂流型、隧道破裂流型与未破裂流型。

2) 随着幂律指数 n 的增加,液滴发生破裂时,其颈部厚度随时间减小得越慢,且液滴破裂所需时间越长.相对于阻塞破裂流型,隧道破裂流型在挤压阶段的液滴前端运动速度会明显减慢。

3) 液滴不破裂流型中,颈部厚度以及液滴前端运动距离随时间会出现波动。

4) 对不同的 n ,不破裂流型到隧道破裂流型,以及隧道破裂流型到阻塞破裂流型之间的临界分界线对应的毛细数 Ca 和 l_0/W_0 之间都满足形如 $l_0/W_0 = aCa^b$ 的幂函数关系,且随着 n 的增加,其对应的不破裂流型与隧道破裂流型的临界分界线将左移,隧道破裂与阻塞破裂流型分界线将右移.也即随着 n 的增加,液滴越容易破裂,但却越难以达到阻塞破裂。

参考文献(References):

- [1] 陈金阳,李春荣,吉邢虎,等.微流控液滴操控技术及其生物分析应用[J].分析科学学报,2018,34(3):422-428.(CHEN Jinyang, LI Chunrong, JI Xinghu, et al. Droplet manipulation in microfluidics and bioanalytical applications[J]. *Journal of Analytical Science*, 2018, 34(3): 422-428.(in Chinese))
- [2] PATABADIGE D E W, SADEGHI J, KALUBOWILAGE M, et al. Integrating optical fiber bridges in microfluidic devices to create multiple excitation/detection points for single cell analysis [J]. *Analytical Chemistry*, 2016, 88(20): 9920-9925.
- [3] HUDGINS D, ABHARI R S. Rupture time of droplets impacted by a burst of picosecond laser pulses[J]. *Physical Review E*, 2019, 99(3): 1-6.
- [4] HOANG D A, PORTELA L M, KLEIJN C R, et al. Dynamics of droplet breakup in a T-junction [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2013, 717(4): 1-11.
- [5] GLAWDEL T, ELBUKEN C, REN C L. Droplet formation in microfluidic T-junction generators operating in the transitional regime, II: modeling[J]. *Physical Review E*, 2012, 85(1/2): 1-12.
- [6] SUN X, ZHU C Y, FU T T, et al. Dynamics of droplet breakup and formation of satellite droplets in a microfluidic T-junction[J]. *Chemical Engineering Science*, 2018, 188: 158-169.
- [7] MASHAGHI S, OLJEN A M V. Droplet microfluidics for kinetic studies of viral fusion[J]. *Biomicrofluidics*, 2016, 10(2): 1-8.
- [8] PI Q M, MAHARJAN S, YAN X, et al. Microfluidic bioprinting: digitally tunable microfluidic bioprinting of multilayered cannular tissues[J]. *Advanced Materials*, 2018, 30(43): 1-10.
- [9] 李樊,朱珉,付向宁. T 微流控分析芯片在循环肿瘤细胞检测中的运用[J]. 医学与哲学, 2014, 35(3): 72-74.(LI Fan, ZHU Min, FU Xiangning. The use of microfluidic device in the detection of the circulating Tumor cells [J]. *Medicine & Philosophy*, 2014, 35(3): 72-74.(in Chinese))

- [10] HOU Y, XIE W Y, ACHAZI K, et al. Injectable degradable PVA microgels prepared by microfluidic technology for controlled osteogenic differentiation of mesenchymal stem cells[J]. *Acta Biomaterialia*, 2018, **77**: 28-37.
- [11] GUNES D Z. Microfluidics for food science and engineering[J]. *Current Opinion in Food Science*, 2018, **21**: 57-65.
- [12] ADAMSON D N, MUSTAFI D, ZHANG J X J, et al. Production of arrays of chemically distinct nanolitre plugs via repeated splitting in microfluidic devices[J]. *Lab on a Chip*, 2006, **6**(9): 1178-1186.
- [13] 王维萌, 马一萍, 王澎, 等. T 型微通道中微液滴被动破裂的可视化实验研究[J]. 工程热物理学报, 2015, **36**(2): 338-341. (WANG Weimeng, MA Yiping, WANG Peng, et al. The visualization study of breakup of drops in T-shaped micro-fluidic devices[J]. *Journal of Engineering Thermophysics*, 2015, **36**(2): 338-341. (in Chinese))
- [14] JULLIEN M C, CHING M J T M, COHEN C, et al. Droplet breakup in microfluidic T-junctions at small capillary numbers[J]. *Physics of Fluids*, 2009, **21**(7): 1-6.
- [15] HARINGA C, JONG C D, HOANG D A, et al. Breakup of elongated droplets in microfluidic T-junctions[J]. *Physical Review Fluids*, 2019, **4**(2): 1-14.
- [16] SAMIE M, SALARI A, SHAFII M B. Breakup of microdroplets in asymmetric T junctions[J]. *Physical Review E*, 2013, **87**(5): 1-8.
- [17] 王澎, 陈斌. T 型微流控芯片中微液滴破裂的数值模拟[J]. 化工学报, 2012, **63**(4): 999-1003. (WANG Peng, CHEN Bin. Numerical simulation of micro-droplet breakup in T-shaped microfluidic chip[J]. *Ciesc Journal*, 2012, **63**(4): 999-1003. (in Chinese))
- [18] CHEN B, LI G J, WANG W M, et al. 3D numerical simulation of droplet passive breakup in a micro-channel T-junction using the volume-of-fluid method[J]. *Applied Thermal Engineering*, 2015, **88**: 94-101.
- [19] STONE H A. Dynamics of drop deformation and breakup in viscous flows[J]. *Annual Review of Fluid Mechanics*, 2003, **26**(1): 65-102.
- [20] 娄钦, 罗祝清, 王俊, 等. 基于 Soret 和 Dufour 效应的方腔内双扩散自然对流振荡特性研究[J]. 应用数学和力学, 2018, **39**(2): 147-159. (LOU Qin, LUO Zhuqing, WANG Jun, et al. Oscillating characteristics of double diffusive natural convection with soret and dufour effects in square cavities[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2018, **39**(2): 147-159. (in Chinese))
- [21] 陆威, 王婷婷, 徐洪涛, 等. 多孔介质复合方腔双扩散混合对流 LBM 模拟[J]. 应用数学和力学, 2017, **38**(7): 780-793. (LU Wei, WANG Tingting, XU Hongtao, et al. LBM simulation of double diffusive mixed convection in a porous medium composite cavity[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2017, **38**(7): 780-793. (in Chinese))
- [22] 谢驰宇, 张建影, 王沫然. 液滴在固体平表面上均匀蒸发过程的格子 Boltzmann 模拟[J]. 应用数学和力学, 2014, **35**(3): 247-253. (XIE Chiyu, ZHANG Jiangying, WANG Moran, et al. Lattice Boltzmann simulation of droplet evaporation on flat solid surface[J]. *Applied Mathematics and Mechanics*, 2014, **35**(3): 247-253. (in Chinese))
- [23] LIU H H, JU Y P, WANG N N, et al. Lattice Boltzmann modeling of contact angle and its hysteresis in two-phase flow with large viscosity difference[J]. *Physical Review E*, 2015, **92**(3): 1-12.
- [24] HALLIDAY I, LAW R, CARE C M, et al. Improved simulation of drop dynamics in a shear flow at low Reynolds and capillary number[J]. *Physical Review E*, 2006, **73**(2): 1-11.

- [25] HALLIDAY I, HOLLIS A P, CARE C M. Lattice Boltzmann algorithm for continuum multicomponent flow[J]. *Physical Review E*, 2007, **76**(2): 1-13.
- [26] FU Y H, BAI L, JIN Y, et al. Theoretical analysis and simulation of obstructed breakup of micro-droplet in T-junction under an asymmetric pressure difference[J]. *Physics of Fluids*, 2017, **29**(3): 1-12.
- [27] CHEN Y P, DENG Z L. Hydrodynamics of a droplet passing through a microfluidic T-junction [J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 2017, **819**: 401-434.
- [28] 姜钦, 黄一帆, 李凌. 不可压缩幂律流体气-液两相流格子 Boltzmann 模型及其在多孔介质内驱替问题中的应用[J]. 物理学报, 2019, **68**(21): 191-203. (LOU Qin, HUANG Yifan, LI Ling. Lattice Boltzmann model of gas-liquid two-phase flow of incompressible power-law fluid and its application in the displacement problem of porous media[J]. *Acta Physica Sinica*, 2019, **68**(21): 191-203. (in Chinese))
- [29] GUO Z L, ZHENG C G, SHI B C. Force imbalance in lattice Boltzmann equation for two-phase flows[J]. *Physical Review E*, 2011, **83**(2/3): 1-8.
- [30] DAVIES A R D, SUMMERS J L, Wilson M C T. On a dynamic wetting model for the finite-density multiphase lattice Boltzmann method[J]. *International Journal of Computational Fluid Dynamics*, 2006, **20**(6): 415-425.
- [31] LADD A J C. Numerical simulations of particulate suspensions via a discretized Boltzmann equation, part I: theoretical foundation[J]. *Journal of Fluid Mechanics*, 1993, **271**(3): 285-310.
- [32] LOU Q, LI T, YANG M. Numerical simulation of the bubble dynamics in a bifurcated micro-channel using the lattice Boltzmann method[J]. *Journal of Applied physics*. 2019, **126**(3): 034301.
- [33] LOU Q, GUO Z L, SHI B C. Evaluation of outflow boundary conditions for two-phase lattice Boltzmann equation[J]. *Physical review E*, 2013, **87**(6): 1-16.
- [34] 梁宏, 柴振华, 施保昌. 分叉微通道内液滴动力学行为的格子 Boltzmann 方法模拟[J]. 物理学报, 2016, **65**(20): 139-148. (LIANG Hong, CHAI Zhenhua, SHI Baochang. Lattice Boltzmann simulation of droplet dynamics in a bifurcating micro-channel[J]. *Acta Physica Sinica*, 2016, **65**(20): 139-148. (in Chinese))
- [35] SHI Y, TANG G H. Simulation of Newtonian and non-Newtonian rheology behavior of viscous fingering in channels by the lattice Boltzmann method[J]. *Computers and Mathematics With Applications*, 2014, **68**(10): 1279-1291.
- [36] SHI Y, TANG G H. Non-Newtonian rheology property for two-phase flow on fingering phenomenon in porous media using the lattice Boltzmann method[J]. *Journal of Non-Newtonian Fluid Mechanics*, 2016, **229**: 86-95.
- [37] SONTTI S G, ATTA A. CFD analysis of microfluidic droplet formation in non-Newtonian liquid [J]. *Chemical Engineering Journal*, 2017, **330**: 245-261.

Power-Law Fluid Droplet Dynamic Behaviors in T-Junction Micro-Channels With the Lattice Boltzmann Method

HUANG Yifan^{1,2}, LOU Qin^{1,2}

- (1. *School of Energy and Power Engineering, University of Shanghai for Science and Technology, Shanghai 200093, P.R.China;*
2. *Shanghai Key Laboratory of Multiphase Flow and Heat Transfer in Power Engineering, Shanghai 200093, P.R.China*)

Abstract: The dynamic behavior of a power-law fluid droplet passing through a T-junction micro-channel and phase diagrams of droplet flow patterns were studied with the lattice Boltzmann method. The effects of power-law exponent n on the droplet deformation characteristics including the neck thickness, the droplet motion distance and phase diagrams of droplet flow patterns were addressed. The numerical results show that, there exist 3 flow patterns for power-law droplets in T-junction micro-channels, i. e., breakup with obstruction, breakup with a tunnel and non-breakup. In the case of breakup with obstruction, the droplet neck thickness decreases with time during the evolution process, and the decrease rate drops with n . At the same time, the droplet tip motion distance increases linearly with time during the evolution process, and the distance also increases with n . In the case of breakup with a tunnel, the droplet neck thickness decreases with time, and the decrease rate drops with n . However, the droplet tip motion distance increases rapidly at first and then slowly, the droplet-wall gap width grows approximately logarithmically with time. Furthermore, the fluctuations of both the droplet neck thickness and the droplet tip motion distance occur in the non-breakup pattern of the droplet. Moreover, it is easier to break up a droplet with a larger value of power-law index n , while it is hard to reach the breakup with obstruction in this case. Eventually, several phase diagrams with power-law correlations for droplet flow patterns were obtained. The fitting functions can be used to describe the critical boundary lines between different flow patterns.

Key words: power-law 2-phase fluid; T-junction micro-channel; droplet breakup; micro-fluidic

Foundation item: The National Natural Science Foundation of China(51976128)